Messungen im langwelligen Ultrarotspektrum der Quarzquecksilberlampe

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

genehmigt von der

mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

von

Bernhard Koch

aus Berlin

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Juni 1938

Tag der Promotion: 21. Oktober 1938

1 9 3 8

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

N 77

Referenten: Dr. Orthmann
Prof. Dr. Wehnelt

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

D 11

Sonderdruck aus „Annalen der Physik“ 5. Folge, Band 33, Heft 4. 1938
Printed in Germany

Meiner Mutter
und dem Andenken meines Vaters

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543925_0060

Inhalt: A. Einleitung. — B. Meßanordnung: 1. Spektrometer und Strahlungsempfänger; 2. Die Beugungsgitter; 3. Filteranordnung. — C. Meßergebnisse: 1. Vergleich verschiedener Lampentypen, Einfluß der Betriebsbedingungen auf die Strahlungsintensität; 2. Einfluß der Gitter auf den Intensitätsverlauf im Spektrum; 3. Die Durchlässigkeit von geschmolzenem Quarz im Gebiet von 220—450 μ; 4. Die Durchlässigkeit von LiF im Gebiet von 220—360 μ; 5. Die Absorption der langwelligen Hg-Strahlung in einem zweiten Hg-Bogen; 6. Die Emission der Hg-Lampe in bezug auf den schwarzen Körper und die Frage des Ursprungsortes der Strahlung. — D. Zusammenfassung.

A. Einleitung

Die durch Rubens und v. Baeyer[1,2]) entdeckte langwellige Ultrarotstrahlung der Quarzquecksilberlampe — das längstwellige bisher bekannte optische Spektrum — verdient aus zwei Gründen besondere Beachtung: Einmal läßt sich mit ihrer Hilfe ein Spektralbereich jenseits des mit dem Auerbrenner erreichbaren Gebietes untersuchen, andrerseits der Mechanismus ihrer Entstehung auf Grund der bis heute bekannten Anregungs- und Emissionsvorgänge im Hg-Bogen nur schwer verstehen, so daß eine in jeder Hinsicht befriedigende Erklärung für den Ursprung dieses ausgedehnten Kontinuums — dessen Intensitätsmaxima von Rubens zu $\lambda = 215\ \mu$ und $315\ \mu$ festgelegt wurden — heute noch aussteht. Den bisher zuverlässigsten Hinweis in dieser Richtung stellt wohl die Auffassung von Franck und Grotrian[3]) dar, wonach es sich möglicherweise um das Rotationsschwingungsspektrum eines angeregten Hg_2-Moleküls handelt, dessen Existenz durch die zahlreichen Arbeiten über die sichtbaren

1) H. Rubens, O. v. Baeyer, Berl. Ber. 1911, S. 339 u. 666.
2) H. Rubens, Daselbst 1921, S. 8.
3) J. Franck u. W. Grotrian, Ztschr. f. Phys. 4. S. 89. 1921.

bzw. ultravioletten Banden der Quecksilberbogenentladung inzwischen völlig sichergestellt ist[1]). Eine Unterstützung erfährt diese Hypothese in mancher Beziehung durch Untersuchungen von Kroebel[2]), wonach im Sinne dieser Auffassung die Absorption der langwelligen Hg-Strahlung in Quecksilberdampf durch die Anwesenheit von metastabil angeregten ($2\,^3P_0$)-Atomen bedingt ist.

Wegen ihrer äußerst geringen Intensität wurden bisher fast ausschließlich die Eigenschaften der durch geeignete Aussonderungsmethoden isolierten langwelligen *Gesamt*strahlung untersucht. So fand Laski[3]) bei Messungen an handelsüblichen Quecksilberlampen oberhalb einer relativ niedrigen Belastung (pro Zentimeter Bogenlänge gerechnet) einen nur noch unwesentlichen Intensitätsanstieg mit dieser. Dagegen ergab sich bei Kroebel (a. a. O.) an einer selbstgebauten Lampe mit besonders niedrigem Dampfdruck ein außerordentlich starker Anstieg der langwelligen Strahlung mit zunehmender Belastung. Somit bestand die Aussicht, mit einem ähnlich gebauten Lampenmodell ein genügend intensives *Spektrum* dieser Strahlung zu erhalten, um etwa Durchlässigkeitsmessungen an geeigneten Substanzen vornehmen zu können. Abgesehen von den Rubensschen Gittermessungen, bei denen die Ausschläge für einen derartigen Zweck zu gering waren, ist dieser Versuch bereits einmal mit Erfolg von Cartwright und Czerny[4]) unternommen worden, die mit Hilfe der spektral zerlegten langwelligen Hg-Strahlung den Dispersions- bzw. Absorptionsverlauf von NaCl und KCl bis etwa 240 μ verfolgten; anschließend unternahm Cartwright[5]) Durchlässigkeitsmessungen an zahlreichen Substanzen bis zu der gleichen Wellenlänge. Die vorliegenden Untersuchungen knüpfen wesentlich an diese beiden Arbeiten an; die erstgenannte wird im folgenden mehrmals mit dem Zeichen Ca.-Cz. zitiert werden.

Es bestand in diesem Sinne die Aufgabe, nachzuprüfen, inwieweit durch Anwendung geeigneter Lampentypen bzw. durch Variation der Betriebsbedingungen bei ein und demselben Modell eine Verstärkung der langwelligen Strahlung zu erreichen war. Besonderes Interesse beanspruchte dabei die Untersuchung der in letzter Zeit zu großer Vollkommenheit entwickelten technischen Hg-Hoch- und Höchstdrucklampen.

---

1) Zusammenfassender Bericht bei W. Finkelnburg, Phys. Ztschr. **34**. S. 529. 1933.

2) W. Kroebel, Ztschr. f. Phys. **50**. S. 114. 1929.

3) G. Laski, Ztschr. f. Phys. **10**. S. 353. 1922.

4) C. H. Cartwright u. M. Czerny, Ztschr. f. Phys. **90**. S. 457. 1934.

5) C. H. Cartwright, Daselbst S. 480.

B. Meßanordnung

1. Spektrometer und Strahlungsempfänger

Für die Messungen wurde das bei Ca.-Cz. beschriebene Spektrometer in allen wesentlichen Teilen benutzt, so daß lediglich zur besseren Verständigung dessen Aufbau nochmals kurz besprochen und auf einige kleine Änderungen hingewiesen sei (Abb. 1).

Eine erste grobe Aussonderung der langwelligen Strahlung der in L befindlichen Hg-Lampe fand durch die Quarzlinse Q statt, die in der üblichen Weise das „langwellige Bild" von L auf den Eintrittsspalt S_1 entwarf[1]), der sich im Brennpunkt des Hohlspiegels H_1 befand ($f = 50$ cm, $D = 15$ cm); in G befanden sich wahlweise verschiedene Gitter (bzw. für die Untersuchung der Gesamtstrahlung ein Planspiegel), durch deren Drehung um eine zur Zeichenebene senkrechte Achse das in der Fokalebene von H_2 entstehende Spektrum am Aussonderungsspalt S_2 vorbeigeführt werden konnte; ein kurzbrennweitiger Spiegel H_3 entwarf ein stark verkleinertes Bild dieses Spaltes auf das Auffängerblech der Vakuumthermosäule.

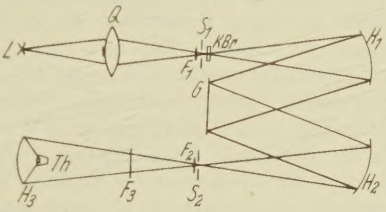

Abb. 1. Spektrometeranordnung

An Stelle der bei Ca.-Cz. verwendeten Säule kam eine andere nach dem gleichen Gesichtspunkt gebaute, aus 2 Elementen (Bi)—(Bi + 5 % Sn) bestehende zur Anwendung; der innere Widerstand betrug etwa 45 Ω; als Schwärzungsmittel für das 2×5 mm große, isoliert auf beide Elemente aufgesetzte Empfängerblech wurde lediglich feines Glaspulver verwendet. Die Thermosäule war mit einem Fenster aus 1,5 mm starkem amorphen Quarz in Form einer nach außen konvexen Kugelkappe abgeschlossen. Für die Aufrechterhaltung des notwendigen Vakuums von wenigstens 10^{-4} mm Hg über längere Zeiträume hat sich Silica-Gel bewährt: Nach dessen einmaliger, sorgfältiger Ausheizung bei 200° C an der Pumpe wies die Säule ohne weitere Vorkehrungen nach 4—6 Wochen noch 70—80 % ihrer Maximalempfindlichkeit auf. Ihre hohe Empfindlichkeit wurde allerdings zum Teil durch eine große Einstelldauer erkauft: In Verbindung mit einem Zernike-Galvanometer (Zc) von 14 Ω Widerstand waren nach 27 Sek. etwa 80 % des Endausschlages erreicht; trotzdem gelang es in besonders günstigen Abend- oder Nachtstunden die durchschnittlichen Nullpunktsschwankungen bei einem Skalenabstand von 5,40 m während der für die Nullpunktskorrektur notwendigen Ablesezeit von 54 Sek. auf nahezu 0,1 mm herabzudrücken. Das Galvanometer

---

1) Man hat bei Anwendung einer einzigen Quarzlinse — wie auch die nähere Durchrechnung ergibt — infolge des hohen Brechungsindex immer mit großen sphärischen Fehlern zu rechnen. Deshalb wurde auch versucht, eine Isolierung der langwelligen Anteile durch direkte Hohlspiegelabbildung unter Zwischenschaltung zweier TlJ-Reststrahlplatten zu erreichen. Doch stellten die hiermit erzielten Resultate — besonders wegen der noch zusätzlich erforderlichen Filterung — keinen Fortschritt gegenüber der Quarzlinse dar.

befand sich hierbei auf einer auch gegen Luftzug geschützten erschütterungsfreien Aufstellung nach dem Vorbild von Müller[1]).

2. Die Beugungsgitter

Die hier verwendeten Laminargitter[2]) ergeben innerhalb eines gewissen Spektralbereiches gegenüber einem normalen Reflexionsgitter einen beträchtlichen Intensitätsgewinn — theoretisch um den Faktor 4 —; man hat dafür jedoch einen entscheidenden Einfluß auf den spektralen Intensitätsverlauf in Kauf zu nehmen. Wenn man auch wegen der Schwierigkeit der Herstellung eines „idealen" Laminargitters von vornherein mit gewissen Abweichungen vom theoretischen Verhalten zu rechnen hat, empfiehlt es sich trotzdem, sich einigermaßen quantitativ Rechenschaft über diesen Faktor zu geben, um an Hand der mit verschiedenen Gittern erhaltenen Spektren derselben Strahlungsquelle zu einem Urteil über die Zuverlässigkeit der spektralen Zerlegung gelangen zu können. Das hier vorliegende Problem ist kürzlich in großer Allgemeinheit auf Grund der Kirchhoffschen Beugungstheorie behandelt worden[3]). Für unsere Zwecke reicht jedoch eine speziellere Überlegung völlig aus: Die Rechnung — auf deren genauere Wiedergabe hier verzichtet sei — zeigt, daß zu der bekannten Intensitätsformel für ein gewöhnliches Reflexionsgitter, bei dem je ein reflektierender Streifen der Breite $a/2$ (a = Gitterkonstante) abwechselt mit einem nicht reflektierenden Streifen gleicher Breite, beim Laminargitter mit einheitlichem Reflexionsvermögen noch der Faktor

$$4 \cdot \cos^2 \left\{ \frac{\pi}{\lambda} \left[\frac{a}{2} (\sin \alpha - \sin \beta) - h (\cos \alpha + \cos \beta) \right] \right\}$$

hinzutritt; dabei ist also angenommen (Abb. 2), daß an Stelle der nicht reflektierenden Streifen Lamellen der Höhe h getreten sind, α und β sind Einfalls- bzw. Beugungswinkel. Ein Spektrum konstanter Intensität erscheint daher in 1. Ordnung mit dem Faktor

$$4 \cdot \cos^2 \left\{ \frac{\pi}{2\lambda} (\lambda - 4h) \right\}$$

„moduliert" (mit genügender Näherung kann $\cos \alpha = \cos \beta = 1$ gesetzt werden).

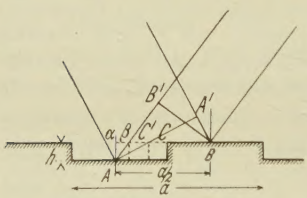

Abb. 2. Laminargitter

Es standen drei derartige Laminargitter zur Verfügung, von denen das eine bereits bei Ca.-Cz. verwendet worden war. Um wenigstens einen qualitativen Vergleich mit einem unverzerrten Spektrum anstellen zu können, wurde außerdem noch ein normales Reflexionsgitter hergestellt: An Stelle der Lamellen wurden Streifen aus Löschpapier (als Absorptionsmaterial mit möglichst geringem Reflexionsvermögen) auf einen im Hochvakuum mit Al bedampften Planspiegel aufgeklebt; die mit diesem Gitter erzielten Resultate waren durchaus befriedigend.

1) R. Müller, Ann. d. Phys. [5] **1**. S. 613. 1929.

2) R. M. Badger, Journ. Opt. Soc. Am. **15**. S. 370. 1927; R. M. Badger u. C. H. Cartwright, Phys. Rev. **33**. S. 693. 1929; C. H. Cartwright, Journ. Opt. Soc. Am. **21**. S. 785. 1931.

3) K. H. Hellwege, Ztschr. f. Phys. **106**. S. 588. 1937.

Im folgenden die Daten dieser vier Gitter:

Gitter	a in mm	h in μ	N[1])	Dispersion in 1. Ordn. in μ/mm
I	3,9	45	30	7,5
II	6,2	75	18	12
III	6,0	110	18	11,5
IV (Löschpapiergitter)	6,2	—	18	12

Das Verhalten der vier benutzten Gitter auf Grund der letzten Formel geht aus Abb. 3 hervor; es wurde das Intensitätsmaximum

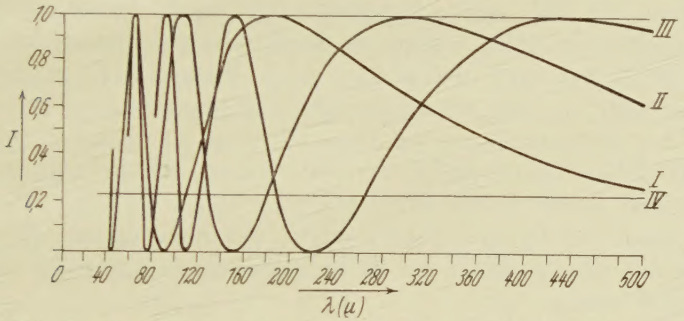

Abb. 3. Berechneter Intensitätsverlauf im Spektrum 1. Ordnung der benutzten Gitter (*I*, *II* und *III* Laminargitter, *IV* einfaches Gitter)

für jedes der drei Laminargitter jeweils gleich 1 gesetzt, das „Löschpapiergitter" erhält in diesem Maß somit die konstante Intensität 0,25. Es liegen also die bei Messungen im ganz langwelligen Teil des Hg-Spektrums unter Umständen störenden — weil in 3. Ordnung ebenfalls verstärkten — Wellenlängengebiete alle unterhalb von 150 μ, wo die Filterwirkung des Quarzes in Verbindung mit weiteren unter 3. beschriebenen Filtern noch ausreicht, um Strahlung aus diesem Gebiet genügend zu unterdrücken; ihre Intensität beträgt in bekannter Weise in 3. Ordnung nur $^1/_9$ derjenigen in 1. Ordnung und ist außerdem bei unveränderter Spaltbreite nochmals um den Faktor 3 verringert. In der Tat traten auch bei den Messungen keinerlei Erscheinungen auf, die auf eine Mitwirkung der 3. Ordnung hätten schließen lassen.

3. Filteranordnung

Außer dem amorphen Quarzfenster der Vakuumthermosäule (S. 337) dienten folgende Filter zur Vorzerlegung: Vor dem Eintrittsspalt befand sich (Abb. 1) eine undurchsichtige Rußschicht, die verhinderte, daß die trotz der Abdeckung der mittleren Partien der

1) N = Zahl der Gitterelemente.

Quarzlinse mit einem 2 mm dicken Paraffinstreifen noch auf den Spalt fallende kurzwellige Strahlung in das Spektrometer eindrang. Hinter dem Aussonderungsspalt befanden sich bei F_2 drei zu einem Filtersatz zusammengefaßte Zaponlackmembrane, auf die im Hochvakuum je eine wenige μ dicke Schicht NaCl, KCl und CsCl aufgedampft war. Diese Filterkombination erstreckte ihre Wirkung in der Hauptsache auf das Gebiet von 80—150 μ, wo bereits der amorphe Quarz merklich durchlässig wird, andrerseits die Strahlung der heißen Quarzwände noch recht intensiv ist; aus Abb. 3 ergibt sich ferner, daß alle 3 Laminargitter in diesem Bereich Intensitätsmaxima aufaufweisen, so daß seine Unterdrückung durch besondere Filter geraten erscheint. Die Absorption des Filtersatzes betrug bei 100 μ etwa 50%, bei etwa 220 μ hat seine Wirksamkeit nahezu ihr Ende erreicht, so daß mit seiner Hilfe insbesondere auch eine Kontrolle des 300 μ-Bereiches auf Verunreinigung durch die 3. Ordnung des 100 μ-Bereiches möglich war. Als weitere Filter befanden sich unmittelbar hinter diesem Filtersatz noch eine 2 mm dicke Paraffinplatte sowie bei F_3 eine weitere dünne Paraffinmembran, die durch Eintauchen einer großflächigen Zaponlackmembran in flüssiges Paraffin gewonnen wurde.

Als erste grobe Reinheitskontrolle diente der nach Einführung einer 6 bzw. 9 mm dicken NaCl-Platte in den Strahlengang verbleibende Restausschlag. Aus den Messungen von Ca.-Cz. kann man extrapolieren, daß ein solcher Restausschlag noch nicht auf die bei ganz langen Wellen erhöhte Durchlässigkeit des NaCl zurückzuführen ist, da diese — ungestörten Verlauf des Extinktionskoeffizienten vorausgesetzt — bei den angegebenen Schichtdicken erst bei 500 μ knapp 10% erreichen würde; vielmehr konnte er immer auf Strahlung unterhalb etwa 20 μ zurückgeführt werden. Tatsächlich ergab sich jedoch nur bei Verwendung von Lampen mit besonders starker Quarzstrahlung bzw. geheizten Quarzrohren noch ein Restausschlag von etwa 5—8% der langwelligen Gesamtstrahlung; er ging bei Messungen an Lampen mit geringerer Wandtemperatur unter jeden mit Sicherheit meßbaren Betrag zurück — insbesondere ergab sich dann bei Ersetzung der halbdurchlässigen Unterbrechungsklappe (KBr) durch einen völlig undurchlässigen Schirm keine Vergrößerung der Ausschläge mehr.

Weiterhin wurden im Spektrum selbt laufend Durchlässigkeitskontrollen an verschieden dicken Platten aus geschmolzenem Quarz durchgeführt, da dessen Absorption — im Gegensatz zum kristallinen Quarz — in dem untersuchten Spektralbereich noch genügend wellenlängenabhängig ist. Die befriedigende Übereinstimmung dieser Werte

sowohl unter sich als auch mit den späterhin mitzuteilenden systematisch durchgeführten Absorptionsmessungen bot ausreichende Gewähr für die saubere spektrale Zerlegung.

C. Meßergebnisse

1. Vergleich verschiedener Lampentypen, Einfluß der Betriebsbedingungen auf die Strahlungsintensität

Es handelte sich zunächst darum, genauer festzustellen, inwieweit seitens einer Hg-Lampe des bei Ca.-C'z. benutzten Typs nach Sołtan[1]) spezifische Quecksilberdampfstrahlung emittiert würde. Bei diesem Modell brennt der Bogen in einer Kapillare von etwa 2 mm innerem Durchmesser und 2 mm Wandstärke gegen Atmosphärendruck.

„Abschaltemessungen" nach dem Vorbild von Rubens konnten wegen der großen Trägheit des Empfängers nur in der Form durchgeführt werden, daß nach Abschalten des Bogens lediglich *ein* Ausschlag gemessen wurde, der somit ein Maß für die untere Grenze der Quarzstrahlung darstellte; größere Zuverlässigkeit als derartige „Abschaltmessungen" bietet ein direkter Vergleich mit einem geheizten Quarzrohr: Hierzu wurde ein von innen mittels einer Pt-Wendel erhitztes Quarzrohr, dessen Abmessungen mit denen der Kapillare der Hg-Lampe übereinstimmten, benutzt. Die Stromstärke im Pt-Draht betrug etwa 7 Amp. bei einer Gesamtbelastung von etwa 70 Watt; die Stromstärke in der Lampe betrug 0,28 Amp., die Bogenspannung etwa 140 Volt; das entspricht einer Belastung von ~ 13 Watt pro Zentimeter Bogenlänge. Die mit Gitter *I* erhaltenen Spektren dieser beiden Strahlungsquellen enthält Abb. 4. (Diese Darstellung zeigt gleichzeitig noch die Wirksamkeit des auf S. 340 beschriebenen Filtersatzes.) Als Ordinate ist, wie in allen weiteren derartigen Intensitätsmessungen der Galvanometerausschlag in

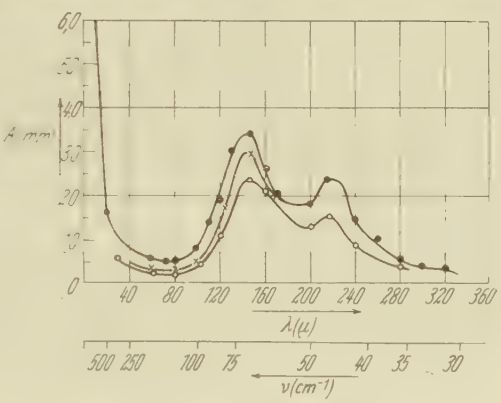

Abb. 4. Emissionsspektren.

1) A. Sołtan, C. R. Soc. Pol. Phys. **4**. S. 301. 1929.

Millimeter[1]), als Abszisse die Wellenlänge in μ, bzw. die Wellenzahl in cm^{-1} aufgetragen. Die Breite der Spektrometerspalte entsprach einem Intervall von etwa 30 μ. Jedem Meßpunkt ist als Mittelwert aus drei Ausschlägen ein mittlerer Fehler von $\pm 0{,}15$ mm zuzuschreiben.

Man erhält schon aus dieser Abbildung einen Überblick darüber, in welcher Weise die Gestalt des Spektrums durch die Filter und das Gitter beeinflußt wird: Das erste Maximum bei 150 μ ist zweifellos auf die Zunahme der Durchlässigkeit der kristallinen Quarzschicht der Linse zurückzuführen, z. T. vielleicht auch auf deren aussondernde Wirkung, da sie auf Grund eines Brechungsindexes von 2,15 einjustiert wurde; das zweite Maximum deutet auf ein gegenüber den Kurven der Abb. 3 nach längeren Wellen hin verschobenes längstwelliges Gittermaximum hin, was für die Messungen unwesentlich ist und seine Erklärung in einer nicht genügend einheitlichen Furchentiefe findet.

Das wesentliche Ergebnis ist, daß eine starke Emission des Hg-Dampfes bei dieser Lampe nicht auftritt. Die Werte der Hg-Lampe liegen zwar im ganzen Verlauf des Spektrums höher als die des Quarzrohres, es muß dabei aber berücksichtigt werden, daß dessen Temperatur sicher niedriger war, als die der Wände des Brenners. Eine genauere Temperaturbestimmung schien angesichts der Schwierigkeiten, die sie bereitet hätte, nicht lohnend. Zur Orientierung sei mitgeteilt, daß nach Abschalten des Bogens sich die Kapillare auf heller Rotglut befand, während die geheizte Kapillare bei der oben angegebenen Belastung gerade begann, im Sichtbaren zu emittieren; man wird den Temperaturunterschied in beiden Fällen auf etwa $100-150^0$ ansetzen dürfen. In der Tat gelang es auch, durch noch stärkere, kurzzeitige Belastung des Pt-Drahtes in einigen Meßpunkten die Ausschlagswerte des Hg-Brenners fast zu erreichen. Ferner muß berücksichtigt werden, daß die Rückwand des Quarzrohres durch die Wendel mit verschwindendem Emissionsvermögen teilweise abgedeckt wurde.

In Verbindung mit den bei „Abschaltemessungen" der beschriebenen Art erhaltenen Restausschlägen darf man aus dieser Gegenüberstellung mit Sicherheit folgern, daß bei einer Lampe dieser Bauart an keiner Stelle des langwelligen Spektrums die spezifische Hg-Strahlung mehr als $25\,\%$ der jeweiligen Gesamtstrahlung ausmacht. Das zweite, längstwellige, von Rubens nachgewiesene Emissionsmaximum bei 320 μ konnte überhaupt nicht mit Zuverlässigkeit beobachtet werden.

Von Wichtigkeit schien somit ein Vergleich mit einer nach dem Vorbild von Kroebel (a. a. O.) gebauten Lampe mit niedrigem Dampfdruck, deren Konstruktion aus Abb. 5 hervorgeht:

1) Skalenabstand 5,40 m.

Bei *A* ist der Quarzteil der Lampe an ein Steigrohr aus Glas angekittet, das mit einem Hg-Gefäß in Verbindung steht. Das zweite in dieses Gefäß einmündende Steigrohr steht über einen Hahn mit der Außenluft bzw. einer Pumpe in Verbindung, mittels derer sowohl der Druck in der Lampe (gemessen durch die Höhe des in *I* stehendem Hg) geregelt, als auch die Lampe selbst auf Hochvakuum gepumpt werden konnte. Die Wandstärke betrug 1 mm. Die Belastung dieser Lampe konnte in weiten Grenzen variiert werden, unter Umständen durch Anwendung verschieden starker Kühlung der Quarzkugel. Die Maximalbelastung betrug bei besonderer Ventilationskühlung bei einem Maximaldruck von ~470 mm Hg etwa 400 Watt ~80 Watt/cm. Dabei betrug die Stromstärke bis zu 6,5 Amp., die Spannung bis zu 60 Volt.

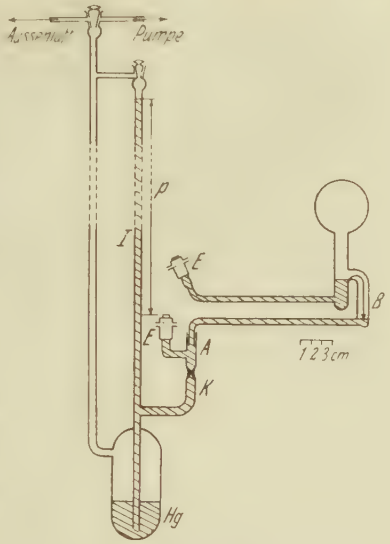

Abb. 5. Hg-Dampflampe, die unter verschiedenen Drucken brennen kann. *B* Hg-Bogen; *E* Elektroden mit Wasserkühlung; *K* Kapillare zur Stabilisierung der Entladung

Zunächst sei in Abb. 6 das unter gleichen Bedingungen wie oben (zunächst ohne Filtersatz) gewonnene Spektrum dieser Lampe bei einer mittleren Belastung von 200 Watt = 40 Watt/cm dargestellt. Als Vergleich dient das mit einem, von innen mittels einer Sauerstoff-Leuchtgasflamme auf Rotglut gebrachten Quarzrohr gleicher Abmessung erhaltene Spektrum; die Eigenstrahlung dieser Flamme

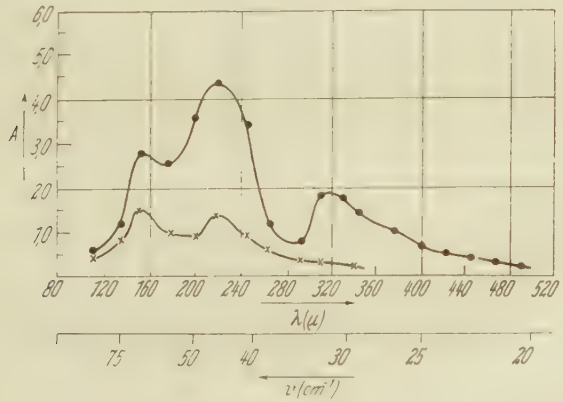

Abb. 6. Emissionsspektren.

— · — · — Hg-Lampe

— × — × — Quarzrohr, durch Sauerstoff-Leuchtgasflamme auf Rotglut gebracht

konnte dabei vernachlässigt werden. Die beiden ausgeprägten Maxima bei 220 μ und 310 μ stehen in guter Übereinstimmung mit den von Rubens angegebenen Werten. Darüber hinaus ließ sich das Spektrum noch nach wesentlich längeren Wellen hin verfolgen, worüber späterhin noch einiges zu sagen sein wird. Außer diesen beiden Maxima tritt aber auch hier noch ein kürzerwelliges bei 150 μ auf, das z. T. sicherlich auf die oben erwähnten Ursachen zurückzuführen ist. Andererseits besteht schon an diesem Punkt zwischen den beiden Vergleichsspektren ein wesentlich größerer Intensitätsunterschied als bei den Spektren der Abb. 4, obwohl hier die Temperatur des geheizten Quarzrohres eher höher gelegen haben dürfte, als die des Lampenkörpers[1]). Offensichtlich besteht also auch in diesem kürzerwelligen Gebiet eine selektive Emission des Quecksilberdampfes, wie dies schon Rubens vermutete. Ferner erkennt man am Verlauf des Quarzrohrspektrums, in welcher Weise sich das Gittermaximum auf eine Überhöhung des 200 μ-Bereiches gegenüber dem 300 μ-Bereich auswirkt.

Das wesentliche Ergebnis der weiteren mit dieser Lampe durchgeführten Versuche war nun, daß bei einer Steigerung der Belastung über den diesen Messungen zugrunde liegenden Wert bis an die oben angegebene Höchstgrenze *keine* wesentliche Intensitätszunahme mehr auftrat[2]), vielmehr ergab sich schon oberhalb von etwa 25 Watt/cm nur noch eine geringe Steigerung[3]), während unterhalb dieses Wertes eine stärkere Abnahme mit der Belastung erfolgte.

Dieses Ergebnis konnte auch nicht durch Änderung des bei unveränderten Kühlverhältnissen eindeutigen Zusammenhangs zwischen Druck und Belastung durch Anwendung verschieden starker thermischer Isolierung insbesondere der Quarzkugel wesentlich beeinflußt werden.

Aus den in dieser Richtung unternommenen Versuchen ergab sich lediglich, daß in diesem Druckbereich von 180—470 mm Hg ein im Verhältnis zur Belastung hoher Druck die Intensität der langwelligen Strahlung in geringem

1) Die geringere Absolutintensität der Quarzstrahlung gegenüber den Messungen der Abb. 4 ist auf die geringere Dicke der Quarzschicht zurückzuführen, die im Fall der Abb. 4 mit 1 mm anzusetzen ist, während sie hier höchstens 2 mm betrug.

2) Leider enthält die Arbeit von Kroebel (a. a. O.) in diesem Punkt keine genaueren Angaben, so daß nicht einwandfrei entschieden werden kann, bei welcher der *Längeneinheit* des Bogens zugeführten Leistung der starke Intensitätsanstieg auftrat. Es läßt sich lediglich an Hand einer Konstruktionsskizze abschätzen, daß dies bei 40—60 Watt/cm gewesen sein dürfte, also etwa im gleichen Bereich, in dem die oben mitgeteilten Messungen durchgeführt wurden.

3) Die Konstruktion der Lampe ließ „Abschaltmessungen" nicht zu, so daß nicht entschieden werden konnte, ob diese geringe Intensitätssteigerung nicht lediglich durch eine Erhöhung der Wandtemperatur verursacht wurde.

Maße begünstigt (so daß also z. B. bei zwei Meßpunkten mit annähernd gleicher Belastung die Intensität etwas erhöht war, wenn in einem Fall durch Verringerung der Kühlung der Druck höher lag als im andern Fall). Eine systematische Verfolgung dieses Effektes bot jedoch wegen seiner Geringfügigkeit kein besonderes Interesse und könnte wohl erst bei Messungen über einen größeren Druckbereich, als er hier zur Verfügung stand, von Wert sein.

Für die hier verfolgten Ziele erschien es wesentlicher, Vergleiche mit handelsüblichen Quecksilberlampen durchzuführen, insbesondere den neuerdings entwickelten Hg-Hoch- und Höchstdrucklampen [1]).

Es gelangte zunächst ein kleineres Modell [2]) zur Verwendung, das bei einer Bogenlänge von 30 mm eine Gesamtbelastung von etwa 170 Watt bei einer Stromstärke von 1,5 Amp. aufwies. Der

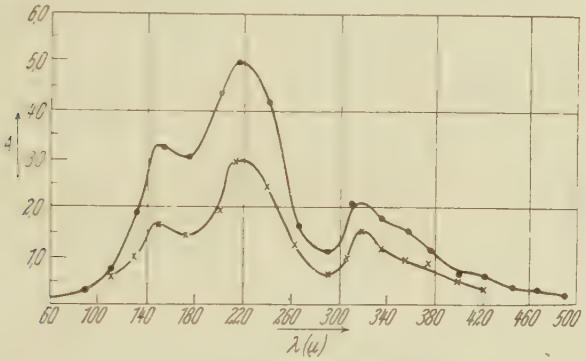

Abb. 7. Emissionsspektren.
— • — • — Osram-Brenner HgH 500
— × — × — Heraeus-Brenner

Innendruck dieser Lampe liegt bei einigen Atmosphären; im Gegensatz zu den bisher besprochenen Modellen ist im stationären Zustand kein flüssiges Hg mehr vorhanden.

Als weiterer Vergleich wurde ein 110-Volt Kipp-Brenner von Heraeus bei 2 Amp. und 80 Volt (~ 20 Watt/cm) untersucht; das Ergebnis ist in Abb. 7 enthalten. Bemerkenswert ist die Übereinstimmung des von der HgH 500-Lampe emittierten Spektrums mit demjenigen der oben beschriebenen Eigenkonstruktion; die Abhängigkeit der Strahlungsintensität von der Belastung wurde in diesem Fall wegen der bekannten Empfindlichkeit aktivierter Elektroden gegen Fehlbelastung nicht untersucht. Aus diesem Grunde läßt sich nicht entscheiden, ob die geringe Überlegenheit gegenüber der Eigenkonstruktion eine prinzipielle Eigenschaft dieses Lampentyps

1) Zu den im folgenden benutzten technischen Hg-Lampen vgl. das Buch über „Elektrische Gasentladungslampen" von W. Uyterhoeven, Berlin 1938.
2) Osram HgH 500.

ist; ein zweites gleichartiges Modell lieferte jedoch nur etwa ebenso große Ausschläge wie die in Abb. 5 dargestellte Lampe.

Demgegenüber wies der Heraeusbrenner im ganzen Spektrum eine geringere Absolutintensität auf, was wohl nur zum Teil auf die geringere Belastung von 20 Watt/cm zurückzuführen ist. Der Hauptgrund dürfte in der größeren Wandstärke zu suchen sein, die mit etwa 2 mm anzusetzen ist. Einmal spricht dafür die Tatsache, daß der Unterschied nach längeren Wellen hin geringer wird, und zweitens war nach Abschalten des Bogens der Restausschlag an allen Stellen des Spektrums wesentlich größer als bei dem HgH 500-Brenner (bei 220 μ z. B. 40% gegen 25%).

Die drei zuletzt besprochenen Typen stimmten bezüglich der äußeren Abmessungen der emittierenden Partien nahezu überein, was wegen der fehlerhaften Abbildung durch die Quarzlinse für einen direkten Vergleich wesentlich ist. Dagegen wiesen die im folgenden behandelten Lampen auch äußerlich größere Verschiedenheiten auf, so daß sie sich zu einer unmittelbaren Gegenüberstellung nicht eignen.

Zunächst seien die mit einer Hg-Höchstdrucklampe (HgB 500)[1]) erhaltenen Resultate mitgeteilt: Der Anwendung dieser Lampe stehen als experimentelle Schwierigkeiten einmal ihre außerordentlich starke Emission im Sichtbaren bzw. kurzwelligen Ultrarot, dann aber besonders ihre starke Wärmeentwicklung und die dadurch bedingten beträchtlichen thermischen Störungen im Galvanometerkreis entgegen. Trotz Anwendung aller möglichen Schutzmaßnahmen konnten daher die Messungen an dieser Lampe nicht mit der gleichen Zuverlässigkeit durchgeführt werden wie die bisher mitgeteilten. Trotzdem ergab sich mit Sicherheit, daß — zunächst absolut genommen — die von diesem Modell emittierte langwellige Strahlung etwa nur halb so intensiv war wie die z. B. mit der HgH 500-Lampe erhaltene und zudem noch zu einem viel höheren Prozentsatz von den außerordentlich heißen, 3 mm starken Quarzwänden herrührte. Für die unzerlegte langwellige Gesamtstrahlung betrug der Restausschlag nach Erlöschen noch etwa 70%[2]), bei 220 μ noch annähernd 60%, bei 320 μ noch 40%, während die mit der HgH 500-Lampe in einem Vergleichsversuch erhaltenen entsprechenden Werte sind: 25, 21, 16%. Unter Berücksichtigung der kleineren Bogenlänge von 6 mm und der wesentlich stärkeren Quarzwände darf man aus diesen

1) R. Rompe u. W. Thouret, Ztschr. f. techn. Phys. **17**. S. 377. 1936; Belastung 750 Watt/cm, Innendruck etwa 50 Atm.

2) Hier war noch 5 Minuten nach Erlöschen ein deutlich meßbarer Restausschlag nachzuweisen.

Ergebnissen jedenfalls schließen, daß bei derartigen Höchstdrucklampen die Leuchtdichte in diesem langwelligen Gebiet nicht größer ist als bei normalen Hochdrucklampen. Ihre Anwendung bietet also für derartige Messungen keine Vorteile.

Ein wesentlich günstigeres Resultat wurde dagegen mit der ebenfalls in letzter Zeit entwickelten Quecksilbernormallampe[1]) erzielt. Die Normalbelastung dieser Lampe beträgt etwa 25 Watt/cm bei 1,65 Amp. Ihre Strahlungsintensität im langwelligen Spektralbereich war bei gleicher zur Messung gelangender Bogenlänge den mit den anderen Typen gewonnenen Resultaten mindestens gleichwertig. Die infolge des größeren Durchmessers (20 mm) geringere Temperatur der Quarzwände bewirkt, daß die Quarzstrahlung dieser Lampe gegenüber den anderen untersuchten Modellen am niedrigsten liegt; für die Gesamtstrahlung betrug nach Abschalten der Restausschlag weniger als 20%. Obwohl die Normallampe besonders oberhalb von etwa 350 μ eine deutlich meßbare Überlegenheit aufwies, stimmte im großen und ganzen doch das von ihr emittierte Spektrum mit den in Abb. 6 und 7 enthaltenen Spektren der HgH 500-Lampe und der Eigenkonstruktion überein.

Aus diesen mit verschiedenen Lampentypen erhaltenen Ergebnissen läßt sich nur schwer ein Parameter ableiten, der unabhängig von der speziellen Konstruktion allein maßgebend wäre für die in diesem langwelligen Gebiet etwa pro Zentimeter Bogenlänge abgestrahlte Intensität. So läßt sich sicher auch nicht die auf S. 344 gefundene geringe Abhängigkeit der Strahlungsintensität vom Verhältnis Druck zu Leistung verallgemeinern, wie schon ein Vergleich mit den an der Kapillarenlampe erhaltenen Ergebnissen zeigt, wo dieses Verhältnis einen ähnlichen Wert besitzt wie bei der Lampe HgH 500.

Bemerkenswert erscheint die unerwartete Übereinstimmung von Lampen mit recht verschiedenen Betriebsdaten. Da der Vergleich zwischen Vakuumbrennern mit flüssigem Hg und Edelgaslampen mit aktivierten Elektroden angesichts dieser Übereinstimmung gerechtfertigt erscheint, darf man aus den mitgeteilten Ergebnissen mit einiger Sicherheit folgern, daß die Intensität der langwelligen Hg-Strahlung oberhalb einer Belastung von 20—25 Watt/cm nur in geringem Maß von Druck und der Belastung abhängt. (Die Höchstdrucklampe HgB 500 muß wegen der nicht ohne weiteres in Rechnung zu setzenden Einflüsse ihres abweichenden Aufbaus aus dieser Betrachtung ausscheiden, ebenso die Kapillarenlampe, bei der anscheinend die starke Einengung der Entladungsbahn besondere Verhältnisse bedingt.)

1) H. Krefft, F. Rössler u. A. Rüttenauer, Ztschr. f. tech. Phys. 18. S. 20. 1937.

Das vom experimentellen Standpunkt wichtigste Ergebnis dieser Vergleichsmessungen ist, daß durch sie Modelle von Hg-Lampen ausfindig gemacht wurden, die in Verbindung mit bequemer Handhabung und guter Konstanz der langwelligen Strahlung noch ein genügend intensives Spektrum liefern, mit dem sich z. B. quantitative Absorptionsmessungen durchführen lassen.

2. Einfluß der Gitter auf den Intensitätsverlauf im Spektrum

Im folgenden soll kurz auf die Beeinflussung des spektralen Intensitätsverlaufes durch die verschiedenen Gitter eingegangen werden:

Zunächst ist in Abb. 8 das mit dem (Normal-)Gitter *IV* erhaltene Spektrum der HgH 500 Lampe (die allen folgenden Messungen zugrunde liegt, sofern nicht ausdrücklich das Gegenteil gesagt ist) in nochmaligem Vergleich mit

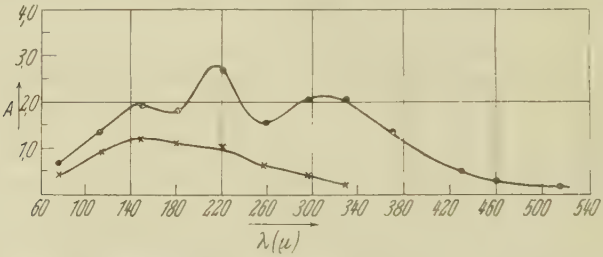

Abb. 8. Emissionsspektrum der HgH 500-Lampe (— • — • —) und des geheizten Quarzrohres mit dem einfachen Gitter *IV*

dem geheizten Quarzrohr dargestellt; Abb. 9 zeigt dasselbe Spektrum mit den drei Laminargittern. Dabei ist zu beachten, daß in Abb. 8 die Breite der Spektrometerspalte einem Spektralintervall von etwa 50 μ entspricht; trotzdem ist also der charakteristische Verlauf des Spektrums noch recht deutlich. Bei der Gegenüberstellung in Abb. 9 wurden die Spaltbreiten im umgekehrten Verhältnis der Gitterkonstanten verändert, so daß bei jedem der drei Spektren jeweils wieder ein Spektralintervall von $\sim 30\,\mu$ zur Messung gelangte. Trotz der großen äußeren Verschiedenheit der drei Spektren ergibt eine Rechnung — deren genauere Wiedergabe kein besonderes Interesse besitzt — an Hand der Abb. 3 (selbst ohne Berücksichtigung der endlichen Spaltbreite) eine annähernde Übereinstimmung. Die restlichen Abweichungen lassen sich zwanglos durch eine ungenügende Einheitlichkeit der Furchentiefe h erklären. Keinesfalls ist z. B. die unerwartet große Wirksamkeit des Gitters *II* bei 210 μ etwa auf ungenügende Reinheit der spektralen Zerlegung zurückzuführen, da einmal das Spektrum eine befriedigende Symmetrie bezüglich des Zentralbildes besaß und andrerseits auch die mit verschiedenen Gittern bei ein und derselben Wellenlänge durchgeführten Durchlässigkeitsmessungen an Quarz und LiF (vgl. die folgenden Nr. 3 und 4) in guter Übereinstimmung untereinander standen. Die Spektren dieser Abbildung, die ohne den Filtersatz (S. 340) aufgenommen wurden, zeigen nochmals, daß sich dessen Anwendung wegen der im 100 μ-Gebiet wirksamen Gittermaxima sicherheitshalber empfiehlt.

Diese Messungen lassen es aussichtsreich und wünschenswert erscheinen, bei weiteren Untersuchungen zu Gittern mit größerer Dispersion und dafür weiteren Spektrometerspalten überzugehen, da bei einem Verhältnis Wellenlänge : Spaltbreite = 1 : 10, wie es hier etwa vorlag, infolge von Beugungserscheinungen naturgemäß unrationelle Intensitätsverluste auftreten müssen.

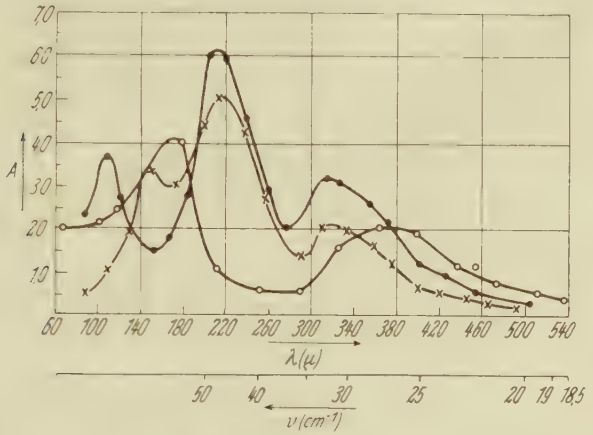

Abb. 9. Emissionsspektrum der HgH 500-Lampe mit drei verschiedenen Laminar-Gittern.
—×—×— Gitter *I*, — · — · — Gitter *II*, —○—○— Gitter *III*

3. Die Durchlässigkeit von geschmolzenem Quarz im Gebiet von 220—450 μ

Auf Grund der bisher mitgeteilten Ergebnisse ließen sich systematische Absorptionsmessungen an zwei Substanzen durchführen, die in dieser Hinsicht besonderes Interesse beanspruchen: Zunächst geht aus allen bisher vorliegenden Untersuchungen über die langwellige Hg-Strahlung hervor, daß die Absorptionswirkung des geschmolzenen Quarzes diesen als Filtersubstanz für diesen Spektralbereich besonders geeignet erscheinen lassen. Aus den Messungen von Cartwright (a. a. O.) ergibt sich der Durchlässigkeitsverlauf bis zu einer Wellenlänge von etwa 240 μ; somit schien es von Interesse, die Messungen von dieser Stelle aus fortzusetzen.

Die Ergebnisse finden sich in Abb. 10. Es gelangten drei Platten mit den Dicken 1,01, 1,92 und 4,16 mm zur Anwendung, die hinter dem Aussonderungsspalt S_2 in den Strahlengang eingeführt wurden. Mit besonderer Kennzeichnung sind außerdem Punkte eingetragen, die mit Hilfe des den Cartwrightschen Messungen entnommenen Mittelwertes für den Absorptionsindex berechnet wurden. Man erkennt die gute Übereinstimmung in dem in Frage kommen-

den Gebiet von 150—220 μ. Um die Genauigkeit zu erhöhen, wurden jeweils die Mittelwerte von 10 Ausschlägen miteinander verglichen. Um einen Überblick über die den einzelnen Werten zuzuschreibenden mittleren Fehler zu geben, sind an einigen Punkten mehrere Werte gleicher Genauigkeit eingetragen, die entweder mit verschiedenen

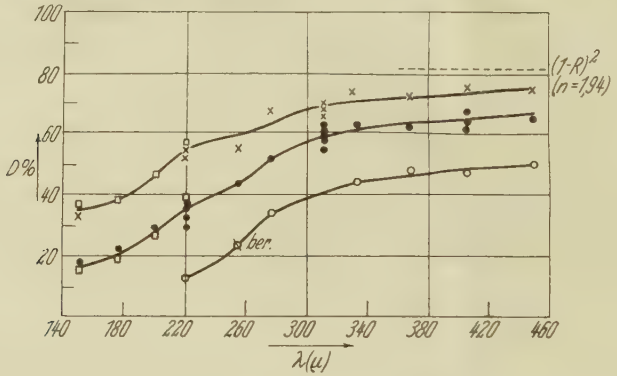

Abb. 10. Durchlässigkeit von amorphem Quarz.
—×—×— 1,01 mm —○—○— 4,16 mm
—·—·— 1,92 mm —□—□— nach Cartwright

Gittern oder im Verlauf der Messungen unter 1. mit verschiedener Filteranordnung — also z. B. mit oder ohne Filteransatz — gewonnen wurden.

Da auf eine gesonderte Bestimmung des Brechungsindex und des Absorptionsindex aus experimentellen Gründen verzichtet wurde, konnte eine Aussage über diesen letzteren nur dadurch gewonnen werden, daß der Brechungsindex in diesem ganzen Gebiet als konstant = 1,94 angesetzt wurde[1]).

In dieser Weise wurde Abb. 11 gewonnen, und zwar ist k hier definiert durch die Formel

$$D = (1 - R)^2 e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda}} \quad \text{mit} \quad R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2.$$

Es müssen hier einige Bemerkungen Platz finden über die Ausdehnung des Spektrums nach langen Wellen: Wie man an Abb. 11 erkennt, bleibt k von 360 μ an konstant; dem entspricht der von diesem Punkt an nur noch geringfügige Anstieg der Durchlässigkeit. Deren Wert kann von hier an nicht mehr als eindeutige Kontrolle für die Güte der spektralen Zerlegung gelten. Andrerseits folgt aus der Tatsache allein, daß bei allen vier Gittern, wie man aus den Abb. 8 und 9 erkennt, bis zu einer Wellenlänge von 0,5 mm

1) C. Schaefer-F. Matossi, Das ultrarote Spektrum, Berlin 1930. S. 110.

reelle Ausschläge auftraten, noch nicht einwandfrei, daß etwa falsche Strahlung auszuschließen ist, wenn auch das Abbrechen des Spektrums bei nahezu der gleichen Wellenlänge bei allen vier Gittern eine solche Verfälschung unwahrscheinlich macht. Ausschließen läßt sich

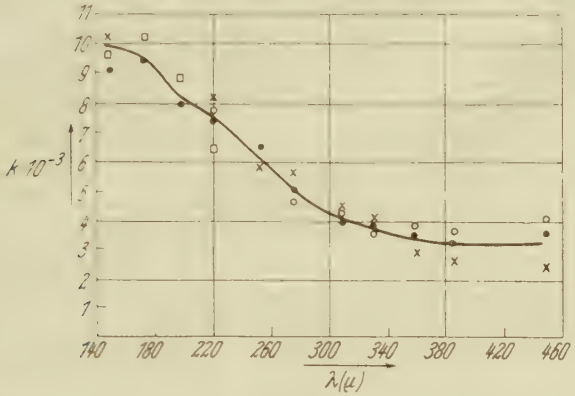

Abb. 11. Absorptionsindex k von amorphem Quarz berechnet aus den entsprechend gekennzeichneten Punkten der Abb. 10[1])

mit Sicherheit die Vermutung, daß die Meßpunkte oberhalb von 360 μ durch die 3. Ordnung des 120—170 μ-Bereiches gefälscht sein könnten, da sich dann einmal im Spektrum der Gitter *I* und *II* ein Intensitätsanstieg bis etwa 660 μ zeigen müßte, oberhalb von 540 μ bis zu einer Wellenlänge von 1 mm jedoch keinerlei meßbarer Ausschlag mehr festgestellt werden konnte. Ferner hätte sich eine solche Verfälschung sofort in einem starken Abweichen der k-Werte vom tatsächlich gemessenen Verlauf bemerkbar gemacht. Für die Tatsache einer Erstreckung des Hg-Spektrums bis zu Wellenlängen von 500 μ spricht ferner die Erscheinung, daß das nach Abb. 3 bei 450 μ wirksame Gitter *III* in diesem Bereich in der Tat eine merkliche Verstärkung der Strahlungsintensität ergab (Abb. 9), so daß es mit seiner Hilfe möglich war, den letzten meßbaren Ausschlag bei 540 μ zu erhalten[2]).

1) *Anm. bei der Korrektur*: Die Ordinate muß die Bezeichnung: $k \cdot 10^3$ tragen.

2) Es soll hier von einem Vergleich mit den Ergebnissen von Nichols und Tear (Astrophys. Journ. **61**. S. 17. 1925) abgesehen werden, da diese Arbeit in dem sich mit der Strahlung der Hg-Lampe befassenden Teil einige Unstimmigkeiten aufweist, auf die z. T. schon Kroebel (a. a. O.) hingewiesen hat. — Die in Kaysers Handbuch der Spektroskopie, 7. S. 663. 1934 enthaltene Bemerkung über eine theoretische langwellige Grenze des Hg-Spektrums bei 2735 μ nach Hales, Phys. Rev. 27. S. 809. 1926 beruht auf einem Mißverständnis: In dieser Notiz („Long Wavelength Limit of Mercury") handelt es sich um eine Bestimmung der langwelligen Grenze des Photoeffektes an Hg-Oberflächen, die zu 2735 Å gefunden wird.

4. Die Durchlässigkeit von LiF im Gebiet von 220—360 μ

Leider war es aus Intensitätsgründen nicht möglich, diese Frage durch entsprechende Messungen an Lithiumfluorid bis zu der gleichen

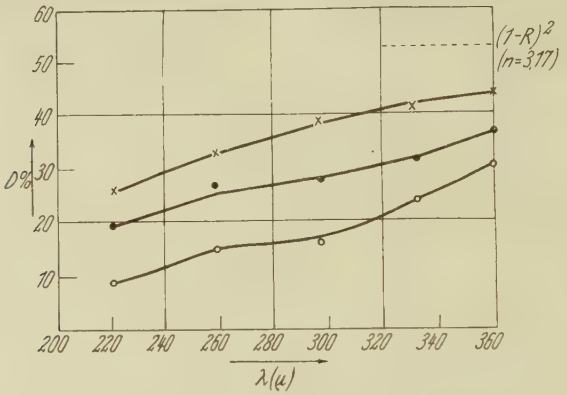

Abb. 12. Durchlässigkeit von LiF.
—×—×— 0,91 mm, — · — · — 1,39 mm, —○—○— 2,39 mm

Wellenlänge mit genügender Sicherheit zu klären; sie erstrecken sich nur bis zu einer Wellenlänge von 360 μ und wurden durch-

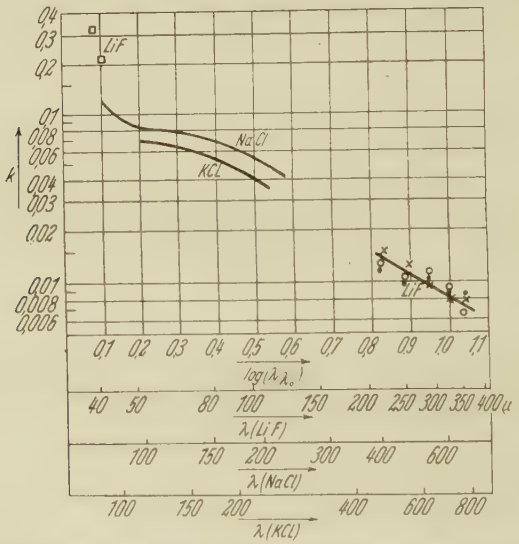

Abb. 13. Absorptionsindex von LiF aus den entsprechend gekennzeichneten Punkten der Abb. 12 (□ Werte nach Hohls) im Vergleich mit NaCl und KCl nach Cartwright und Czerny

geführt an drei Platten mit den Dicken 0,91, 1,39 und 2,39 mm (Abb. 12). Um die Berechnung des Absorptionsindex durchführen

zu können, wurde der Brechungsindex als konstant zu $3{,}17 \sim \sqrt{10}$ angenommen, da nach Hohls[1]) der Brechungsindex von LiF schon bei etwa 50 μ einen der statischen Dielektrizitätskonstante entsprechenden Wert angenommen hat.

Es wurde hier eine Darstellung gewählt, wie sie bei Ca.-Cz. angewandt wurde, um die Gesetzmäßigkeiten im Verlauf des Extinktionskoeffizienten von NaCl und KCl besser hervortreten zu lassen (Abb. 13). Dazu sind auf der Abszisse nicht die Wellenlängen λ selbst, sondern die relativen Wellenlängen λ/λ_0 in logarithmischem Maßstabe aufgetragen. λ_0 bedeutet die ultrarote Eigenwellenlänge des betreffenden Materials, beim LiF 32.6 μ[2]). In diese Darstellung sind ferner aufgenommen der bei Ca.-Cz. angegebene Verlauf für NaCl und KCl, sowie zwei von Hohls gemessene Werte bei 39 und 41 μ. Die bisher vorhandenen Meßpunkte lassen also auch in diesem Fall eine Bestätigung des bei den Alkalihalogeniden bisher aufgefundenen Parallelismus vermuten.

5. Die Absorption der langwelligen Hg-Strahlung in einem zweiten Hg-Bogen

Fernerhin erschien es von Interesse, die von Kroebel mit der unzerlegten langwelligen Gesamtstrahlung durchgeführten Messungen auch mit der spektral zerlegten Strahlung anzustellen.

Die Versuche wurden in der Form durchgeführt, daß die HgH 500-Lampe, (im folgenden als Emissionslampe EL. bezeichnet) mittels eines Hohlspiegels in die Normallampe (Absorptionslampe AL.) abgebildet wurde, die sich ihrerseits in Normalstellung vor der Quarzlinse befand. Zunächst wurde der Ausschlag bestimmt, den die E.-Lampe bei kalter A.-Lampe hervorrief; dieser betrug wegen der starken Absorptionswirkung der zweimal zu durchdringenden Quarzwände der A.-Lampe für die unzerlegte Gesamtstrahlung nur etwa 25 % des Wertes, wenn sich diese Lampe gar nicht im Strahlengang befand. Daraufhin wurde die A.-Lampe gezündet und im stationären Zustand der durch *beide* Lampen hervorgerufene Ausschlag gemessen. Im Anschluß hieran wurde die Strahlung der E.-Lampe sorgfältig abgeschirmt und der durch die A.-Lampe allein verursachte Ausschlag gemessen, daraufhin nochmals der durch beide Lampen entstehende. Dieser Alternativversuch wurde mehrmals wiederholt und schließlich von einem Zeitpunkt unmittelbar nach Abschalten der A.-Lampe an etwa 10 weitere Ausschläge (jetzt also von der E.-Lampe und der allmählich abklingenden Quarzstrahlung

1) H. W. Hohls, Ann. d. Phys. [5] **29**. S. 433. 1937.
2) R. B. Barnes, Ztschr. f. Phys. **75**. S. 732. 1932.

der A.-Lampe hervorgerufen) verfolgt. Diese Meßreihe wurde sowohl mit der unzerlegten langwelligen Gesamtstrahlung als auch im Spektrum bei 220 und 310 μ durchgeführt.

Das Ergebnis ist in leichtverständlicher Bezeichnung in folgender Tabelle enthalten. Die Zahlen stellen abgesehen von den in der letzten Rubrik enthaltenen Einzelausschlägen (über die dort eingeklammerten Werte vgl. später) immer Mittelwerte von 10 Ausschlägen dar.

	EL.	EL. u. AL.	AL.	EL. u. AL.	AL.	EL. u. AL.	A.-Lampe aus
Gesamtstrahlung	4,24	22,5	21,33	22,68	21,23	22,47	7,4; 6,7; 6,4; 5,3; 5,3; 5,0; 4,8; [4,55; 4,0; 4,36; 4,1; 4,4]
220 μ	0,91	5,17	4,88	5,04	4,90	5,10	1,7; 1,54; 1,3; 1,23; 1,2; [1,12; 1,05; 1,1; 1,0; 1,05; 1,1; 1,2; 1,0]
310 μ	0,63	2,87	2,87	3,01	2,94	2,97	1,0; 0,95; 1,1; [0,7; 0,85; 0,6; 0,9; 1,0; 0,75; 0,95; 0,60]

Außerdem wurde in gesonderter Messung mit der A.-Lampe allein der den drei Meßreihen entsprechende Restausschlag nach Erlöschen des Bogens bestimmt; er ergab sich der Reihe nach zu 3,4; 0,8; 0,1 mm. Sieht man in der letzten Rubrik von der jeweiligen Klammer an den Ausschlag als konstant an und bildet aus den darauffolgenden Werten das Mittel, so ergibt sich in genügender Übereinstimmung wieder der in Spalte 2 stehende Ausschlagswert der E.-Lampe. Die Differenz des jeweils ersten Ausschlages nach Erlöschen der A.-Lampe gegen diesen Mittelwert beträgt der Reihe nach 3,12; 0,62; 0,2 mm, stimmt also innerhalb der Meßgenauigkeit mit den oben angegebenen Restausschlägen überein. Daraus kann in Verbindung mit den Erfahrungen über die gute Konstanz der Strahlung einmal gefolgert werden, daß auch in der Zwischenzeit die Intensität der E.-Lampe sich nicht geändert hat; andrerseits ergibt sich, daß der heiße Quarz der A.-Lampe keine meßbar verstärkte Absorption gegenüber Zimmertemperatur aufweist. Diese Tatsache ist bis zu einer Temperatur von 300° C durch Messungen explizit bestätigt[1]), ferner bei einer Temperatur von 500° C als

1) H. Rubens u. G. Hertz, Berl. Ber. 1912, S. 256.

ebenfalls noch gültig gefunden[1]), und wird durch das mitgeteilte Verhalten bei der sicher nicht sehr viel höheren Temperatur des Lampenkörpers wohl außer Zweifel gestellt.

Es ergibt sich also im Fall der unzerlegten Strahlung, daß der im Mittel 4,26 mm betragende Ausschlag der Emissionslampe denjenigen der Absorptionslampe nur um etwa 1,32 mm verstärkt; daraus folgt, daß etwa 70 % der Strahlung der Emissionslampe in der Absorptionslampe absorbiert wurden, und zwar auf Grund obiger Überlegungen im Bogen selber. Bei der zweiten Meßreihe ergibt sich in gleicher Weise eine Absorption von rund 80 %, während bei 310 μ überhaupt keine sicher meßbare Verstärkung der Strahlung der A.-Lampe durch die der E.-Lampe stattfand. Doch reicht die Meßgenauigkeit nicht aus, um aus diesem Ergebnis einen eindeutigen Schluß auf etwaige verschieden starke Absorption der drei Wellenlängengebiete zu ziehen; mit Sicherheit läßt sich lediglich feststellen, daß die langwellige Strahlung der Quecksilberlampe mindestens zu 70 % in einem zweiten Hg-Bogen absorbiert wird. Dieses Ergebnis steht in bemerkenswerter Übereinstimmung mit den von Kroebel gewonnenen Resultaten[2]).

6. Die Emission der Hg-Lampe in bezug auf den schwarzen Körper und die Frage des Ursprungsortes der Strahlung

Es soll nun noch eine Abschätzung der vom Bogen bei einer bestimmten Wellenlänge abgestrahlten Leistung in bezug auf die Flächenhelligkeit des schwarzen Körpers bei der gleichen Wellenlänge durchgeführt werden:

Da ein geeigneter schwarzer Körper nicht zur Verfügung stand, wurde diese Abschätzung durchgeführt an Hand der Abb. 6; da der Quarz noch ein genügend hohes Absorptionsvermögen besitzt, das nach den Messungen der Abb. 10 bekannt ist, konnte aus der Intensität der Strahlung des geheizten Quarzrohres die Strahlung eines schwarzen Körpers mit ausreichender Sicherheit extrapoliert werden; sie ergibt sich durch Division des betreffenden Quarzrohrausschlages mit

$$1 - e^{-Kd} = 1 - \frac{D}{(1 - R)^2}$$

1) H. Rubens u. A. v. Wartenberg, Verb. Deutsch. Phys. Ges. XIII. S. 796. 1911.

2) Der Versuch, ob die Strahlung auch in den kälteren Randpartien der Entladung in gleichem Maße absorbiert wird, ließ sich wegen der starken Reflexionsverluste bei der dann notwendigen Abbildung auf stark gekrümmte Wandpartien nicht durchführen.

für die betreffende Wellenlänge, und zwar wurde wegen der fehlerhaften Abbildung durch die Quarzlinse die Dicke der emittierenden Quarzschicht zu 2 mm angenommen. Wenn man ferner noch annimmt, daß das Quarzrohr der Hg-Lampe im gleichen Maß strahlt (was durch die annähernde Übereinstimmung der Restausschläge nach Erlöschen des Bogens mit den Quarzrohrausschlägen bei 220 und 320 μ gerechtfertigt erscheint), so gibt in Abb. 6 die Differenz zwischen Hg-Lampen- und Quarzrohrspektrum ein Maß für die spezifische Quecksilberstrahlung. Dieser Wert ist noch zu korrigieren auf die Durchlässigkeit der 1 mm starken Vorderwand des Brenners, um ein Maß für die tatsächlich vom Bogen emittierte Strahlung zu erhalten. Die Temperatur des Quarzrohres wurde dabei mit $\sim 1100^0$ abs. angenommen. Für 200 μ ergibt sich auf diese Weise für die Flächenhelligkeit des Bogens im Verhältnis zu derjenigen eines schwarzen Körpers von etwa 1100^0 abs. der Wert 2,5. Bei 320 μ ergibt sich dieser Faktor zu 1,6. Diesen Zahlen kommt sicher nur größenordnungsmäßige Bedeutung zu, wie aus ihrer Ableitung ersichtlich ist; insbesondere darf man aus ihrer Verschiedenheit noch nicht auf eine Verschiedenheit der schwarzen Temperaturen bei den beiden Wellenlängen schließen. Trotzdem läßt sich aus ihnen entnehmen, daß die Leuchtdichte des Hg-Bogens im langwelligen Gebiet diejenige eines schwarzen Körpers von 3000^0 abs. an keiner Stelle des Spektrums wesentlich übertrifft und im Durchschnitt etwa einer schwarzen Temperatur von 2500^0 abs. gleichzusetzen ist.

Mit Hilfe des Rayleigh-Jeansschen Gesetzes läßt sich auf Grund dieses Wertes eine größenordnungsmäßige Abschätzung der absoluten Strahlungsleistung des Bogens durchführen: sie ergibt sich für ein Wellenlängenintervall $d\lambda = 20\ \mu$ bei $\lambda = 200\ \mu$ zu

$$2 \cdot E_\lambda \cdot d\lambda = 2 \cdot \frac{ck}{\lambda^4} \cdot T \cdot d\lambda = 300 \text{ erg cm}^{-2}\text{sec}^{-1}.$$

Die strahlende Fläche des Bogens ist mit 10 cm^2 anzusetzen, so daß sich hieraus für die Strahlungsleistung die Größenordnung von $3 \cdot 10^{-4}$ Watt ergibt.

Die Energie eines Lichtquants der Wellenlänge 0,2 mm beträgt annähernd 10^{-14} erg. Daraus folgt schließlich für die Zahl der vom Bogen emittierten Lichtquanten die Größenordnung von 10^{17}sec^{-1}.

Um über den Ursprungsort der Strahlung in der Entladung experimentelle Anhaltspunkte zu erhalten, wurde versucht, aus der Normallampe, die sich wegen ihres großen Querschnittes für einen derartigen Versuch gut eignete, durch einen 3 mm breiten Spalt,

der sich unmittelbar vor der Lampe befand, einmal die Mitte der Entladung mit der kontrahierten Säule und ein zweites Mal unter Abdeckung dieser Partien nur die seitlichen Teile zur Abbildung auf den Spektrometerspalt zu bringen. Dabei ergab sich — die Versuche wurden nur mit der unzerlegten langwelligen Gesamtstrahlung unternommen — daß bei Abbildung des eingeschnürten Entladungskanals die Ausschläge um den Faktor 2,5—3 höher lagen, als wenn lediglich die Randpartien zur Messung gelangten. Dieses Ergebnis läßt zunächst insofern keinen eindeutigen Schluß zu, als sich ja vor der Achse der Entladung noch eine etwa 5 mm starke Schicht kälteren Dampfes befindet und andrerseits die von den Seitenteilen der Entladung ausgehende Strahlung größere Reflexionsverluste erleidet, als die von den zentralen Teilen aus die Quarzwand nahezu in Normalenrichtung durchsetzende Strahlung. Das experimentelle Ergebnis zeigt jedenfalls, daß *zur Beobachtung* bevorzugt diejenige Strahlung gelangt, die aus der Richtung der Achsenteile der Entladung emittiert wird[1]). Dieses Ergebnis findet sich im Grunde genommen schon bei Rubens[2]), der im Fall verkleinerter Abbildung des gesamten Lampenquerschnittes auf den Spektrometerspalt nur eine unwesentliche Intensitätserhöhung gegenüber einer vergrößerten Abbildung (bei gleicher Apertur) nur der zentralen Teile erhielt.

Bemerkenswert für die Diskussion dieser Frage erscheint noch die Beobachtung, daß im Verlauf des Einbrennens des Bogens die zunächst nur wenig intensive langwellige Strahlung in dem Augenblick anzuwachsen beginnt, als auch der Beginn der Kontraktion des Bogens zu bemerken ist. Während dieses Einbrennvorganges steigert sich allerdings auch die Belastung; es wurden jedoch zwei Punkte beobachtet, an denen bei verschiedenen Stromstärke- und Spannungswerten die Belastung annähernd die gleiche war. Dabei trat im Fall der höheren Spannung, also verstärkter Kontraktion der Säule, ein um 70% höherer Ausschlag auf als im Fall geringerer Kontraktion.

D. Zusammenfassung

Es wird berichtet über Messungen, die mit Hilfe von Laminargittern an Quecksilberlampen verschiedener Konstruktion durchgeführt wurden, und die einen Überblick über die in bezug auf Messungen im langwelligen Spektrum des Hg-Dampfes günstigsten Modelle liefern. Es ergibt sich bei Hochdrucklampen ähnlicher äußerer

1) Für die sichtbaren bzw. ultravioletten Hg-Banden ist die Frage kürzlich in eindeutiger Weise im Sinn einer bevorzugten Emission seitens der Randpartien geklärt worden: E. Fischer u. H. König, Phys. Ztschr. 39. S. 313. 1938.

2) H. Rubens, Berl. Ber. 1921, S. 8.

Abmessung, aber unter verschiedenen Betriebsbedingungen, eine weitgehende Übereinstimmung des langwelligen Spektrums. Das Spektrum läßt sich bis zu Wellenlängen von 0,5 mm verfolgen.

Ferner wird die Durchlässigkeit von geschmolzenem Quarz und Lithiumfluorid bis zu Wellenlängen von 450 bzw. 360 μ gemessen.

Weiterhin wird die Absorption der langwelligen Strahlung in einer zweiten Hg-Lampe untersucht; der Befund starker Absorption steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren an angeregtem Hg-Dampf.

Schließlich wird eine Abschätzung der schwarzen Temperatur der Strahlung und der absoluten Strahlungsleistung gegeben sowie Beobachtungen über den Ursprungsort in der Entladung mitgeteilt.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. M. Czerny, der vorstehende Untersuchungen veranlaßte, habe ich für seine tatkräftige Förderung bestens zu danken, ebenso Herrn Dozent Dr. W. Orthmann für seine Unterstützung. Zu danken habe ich ferner dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. A. Wehnelt für die Bereitstellung eines Teils der Instrumente (deren anderer Teil Herrn Prof. Dr. M. Czerny durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft und die Helmholtz-Gesellschaft zur Verfügung gestellt war), Frau Prof. Dr. L. Meitner (Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, Berlin-Dahlem) für die Überlassung eines Zernike-Galvanometers, der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung (Osram) für mehrere Quecksilberlampen, sowie Herrn Dr. R. Rompe für einige wertvolle Diskussionen.

Lebenslauf

Am 6. März 1914 wurde ich, Paul Heinrich Bernhard Koch, in Berlin geboren als Sohn des Amtsgerichtsrats Konrad Koch und seiner Ehefrau Maria, geb. Baumann. Von Ostern 1923 ab besuchte ich das Reform-Realgymnasium Berlin-Wilmersdorf (Treitschke-Schule), und zwar von der Untertertia an den realgymnasialen Zweig dieser Anstalt. Nach dem Tode meines Vaters im Jahre 1928 ermöglichte meine Mutter mir die Beendigung des Schulbesuches, und, nach einer halbjährigen Tätigkeit in einer Auto- und Bauschlosserei, das Studium der Physik und Mathematik an der Universität Berlin, die ich mit Beginn des Wintersemesters 1932/33 bezog. Während meines Studiums belegte ich auch Vorlesungen und Übungen an der Technischen Hochschule Charlottenburg und war während der Semesterferien für einige Zeit in den Laboratorien der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung (Osram) tätig. Nach Absolvierung des Praktikums für Fortgeschrittene an der Universität begann ich im Jahre 1936 als Doktorand des Herrn Professor Dr. Czerny meine vorliegende Doktorarbeit. In dieser Zeit war ich während dreier Semester als Hilfsassistent in dem von ihm geleiteteten Fortgeschrittenen-Praktikum tätig. Außer Herrn Professor Czerny waren meine hauptsächlichen Lehrer die Professoren und Dozenten: R. Becker, Beutler, Bieberbach, Bodenstein, Brauer, Debye, Dessoir, J. Eggert, Grotrian, Hamel, Henning, G. Hertz, Hettner, Klose, Kolhörster, Kopfermann, Leithäuser, Nernst, Orthmann, Picht, Schlenk, E. Schmidt, Schüler, Skaupy, F. Trendelenburg und Wehnelt.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig 221/38